

biestabilidad óptica

un nuevo camino para el láser

En este artículo se analiza un nuevo tipo de dispositivo óptico que, basándose en conceptos análogos a los ya empleados en la tecnología del láser, ofrece un amplio campo de posibilidades de aplicación. Su objetivo es puramente de revisión del estado actual del tema, ofreciéndose los avances más significativos conseguidos hasta la fecha.

J.A. Martín Pereda, M.A. Muriel y J.M. Otón

OPTICAL BIESTABILITY A new path for lasers

In this paper we analyze a new type of optical device. The basis of this device is a concept similar to the one used in laser theory, mainly, the Fabry-Perot interferometer. The aim of this paper is to present the state-of-the-art and the main applications in the field of Optical Communications and Optical Processing.

INTRODUCCION

Desde el mismo momento en que surgió el láser, al iniciarse la década de los sesenta, muy pocos fueron los que se atrevieron a no profetizar un horizonte sin límites para sus aplicaciones. Estas profecías resultaron, como estamos viendo en nuestros días, totalmente correctas.

Sería absurdo intentar hacer hoy un análisis, aunque sólo fuera reducido a títulos, de la amplia variedad de campos en los que la aparición del láser ha implicado un cambio total, no sólo en su forma de trabajo, sino también en su propia filosofía. Este análisis debería formar casi más parte de un estudio de tipo sociológico que técnico. A pesar de todo, un hecho se presenta claro: el láser ha sido, no sólo una herramienta auxiliar de trabajo, sino un verdadero motor de cambio. No sólo ha servido para que el técnico dispusiera de un medio más potente para realizar sus ideas sino que, muchas veces, ha tenido que cambiar sus propias ideas para poder aprovechar al máximo la potencialidad que el láser le daba. Y así, el camino que se inició en 1960 está aún muy lejos de haber llegado a su final. Los conceptos básicos, las formas de trabajo, los tipos de láser fueron firmemente asentados, eso sí, entre 1960 y 1965. En esa línea, aunque surjan nuevos materiales o las frecuencias y las longitudes de onda se extiendan sin cesar, puede decirse que se sigue viviendo a costa de lo que los viejos patriarcas del láser fijaron en esos años. En cambio, el cómo y para qué utilizarlo, queda ya en las manos de todos. Y aquí es donde las fronteras parecen no existir.

En este artículo se estudiará una de las líneas más recientes para un posible uso futuro del láser. Nos estamos

refiriendo al de la Biestabilidad Óptica. Y una prueba de este hecho la podemos encontrar en la primera sesión, la inaugural, del último Congreso de la «Optical Society of America», celebrado en Chicago en octubre del pasado año. Esta sesión se dedicó monográficamente a dicho tema. Todos los máximos investigadores de la Óptica, de la Electrónica Cuántica y de las Comunicaciones Ópticas, se encontraban allí. Tanto los científicos puros como los aplicados habían desplazado sus viejos intereses en otros temas, para confluir en éste ¿Cuál es la razón para ello? Será lo que vamos a intentar analizar a continuación.

Para ello partiremos de un terreno en el que existe un acuerdo casi total para considerarlo como uno de los principales motores de desarrollo de la Electrónica: el de las Comunicaciones Ópticas. La posibilidad que se ha visto recientemente, de transmitir pulsos ópticos de duración de unos pocos picosegundos, con una longitud de onda de 1,3 μm y que en su paso por varios kilómetros de fibra óptica no sufren una apreciable modificación en sus características, ha demostrado de forma inequívoca la capacidad real de este método de transmisión.

Pero un hecho se presenta claro. Y es el que en todos los sistemas en uso o en estudio, el único punto realmente óptico es el de la transmisión. La modulación, la amplificación, la regeneración de la señal, son todas completamente electrónicas. Y esto es igualmente claro en el caso de la Óptica Integrada, en la que la luz se genera, modifica y detecta en estructuras de película fina, pero siempre mediante circuitos de tipo electrónico. No existe, en ninguno de ambos campos, ni en el de las Comunicaciones Ópticas ni en el de la Óptica Integrada, una presencia de la Óptica como única protagonista.

Por el contrario, la Biestabilidad Óptica puede conducir, como veremos después, a que en un futuro próximo existan ya sistemas totalmente ópticos y desempeñando análogas funciones a las que realizaban sus equivalentes electrónicos. Es muy posible que no acabe esta década sin que esto sea una realidad.

CONCEPTO DE BIESTABILIDAD OPTICA

La biestabilidad óptica aparece en todo sistema óptico en el que existe una cierta región de intensidades ópticas de

entrada en la que la intensidad de salida puede tener dos valores. Estos dos valores representan los estados o niveles de alta y baja transmisión. Con el sistema aparecen así asociadas dos intensidades de entrada, de forma ideal infinitamente próximas, para las que dicho sistema pasa de forma inmediata de un estado a otro. Este hecho se designa, como es habitual, como conmutación y los valores correspondientes de entrada se denominan intensidades de subida y bajada. Si la entrada se varía periódicamente, la transmisión podrá describir, bajo ciertas condiciones, un ciclo de histéresis.

La base más elemental para la obtención de biestabilidad óptica, es el interferómetro de Fabry-Perot. Con él se consiguieron los primeros efectos de este tipo y en él hemos de asentarnos para poder seguir adelante. A modo de recordatorio, y porque es necesario para después, vamos a sintetizar sus principales propiedades.

Interferómetro de Fabry-Perot

Como ya es conocido de Óptica clásica, un interferómetro de Fabry-Perot tiene un comportamiento típico de resonador óptico. De hecho, esta propiedad fue la empleada de forma casi exclusiva en el desarrollo de los osciladores láser. Sus propiedades, gracias a ello, han sido ampliamente estudiadas durante las dos últimas décadas. En esencia, su comportamiento queda sintetizado en la figura 1, en la que se representan sus características de transmisión en función del parámetro δ , cuyo valor es

$$\delta = \frac{4\pi n l}{\lambda} \quad (1)$$

y donde λ es la longitud de onda de la radiación en el vacío, n el índice de refracción del medio entre espejos y l la

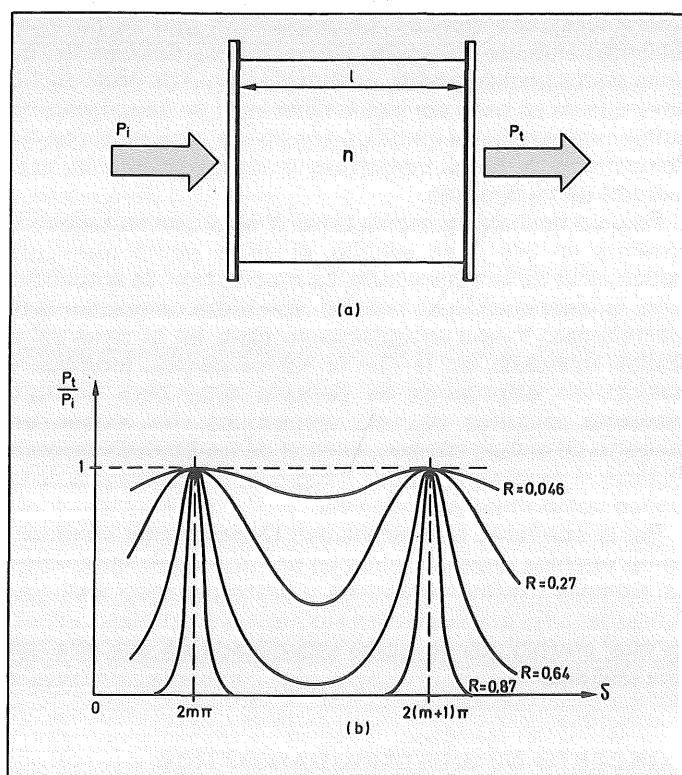


Figura 1. Resonador de Fabry-Perot. a) Esquema óptico. b) Valor del cociente entre la potencia transmitida y la incidente, en función del parámetro δ (definido en el texto).

separación entre los mismos. En este caso se supone que la radiación se propaga ortogonalmente a las caras del resonador.

La relación que expresa analíticamente los hechos representados en la figura 1 no es otra que la ya conocida

$$\frac{P_t}{P_i} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (2)$$

que también puede expresarse como

$$\frac{P_t}{P_i} = \frac{T^2}{T^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} \quad (3)$$

siendo R la fracción de intensidad reflejada en cada superficie interna del resonador y que recibe, usualmente, el nombre de reflectancia. En el caso de un espejo ideal, que reflejara el 100 % de la radiación incidente, el valor de R sería la unidad. T , por otra parte, es la fracción de intensidad transmitida.

Vemos, de la figura 1 así como de las expresiones (2) y (3), que la potencia transmitida, P_t , será igual a la incidente, P_i , cuando verifique que

$$\delta = 2\pi m \quad m = n.^\circ \text{ entero.} \quad (4)$$

Estos valores se corresponden con los picos de la figura 1. Como puede apreciarse, fijada la longitud, l , del resonador y la longitud de onda de la radiación incidente, dependiendo del valor del índice de refracción, n , del medio, el resonador se encontrará o no en posición de transmitir la totalidad de la radiación incidente, esto es, estará o no sintonizado con la radiación óptica que le atraviesa.

Si en el interior del resonador se dispone ahora de un medio cuyo índice de refracción tenga una cierta dependencia con la intensidad del campo óptico en él, esto es, por ejemplo

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle \quad (5)$$

tendremos que, para pequeñas intensidades de E , será $n \simeq n_0$. Si el resonador se ha ajustado en sus dimensiones en la forma adecuada, para esta n_0 podemos encontrarnos ligeramente separados del pico de transmisión. Pero si la intensidad incidente aumenta, aumentará también el valor de n y con ello, si el diseño se ha hecho correctamente, la intensidad obtenida a la salida.

El resultado de lo anterior es, en breves síntesis, que pequeñas intensidades de entrada se traducen en salidas casi nulas, mientras que intensidades mayores dan transmisiones correspondientemente mucho mayores. Esto es, aparece una dependencia no lineal entre la entrada y la salida.

Como puede inferirse de todo lo anterior, P_t depende del valor de δ , pero como a su vez δ es función de n , que depende de E , las ecuaciones (2) y (3) son, en realidad, ecuaciones implícitas de P_t , que deberán ser resueltas gráficamente. Su solución dará lugar, como se verá luego, a la biestabilidad óptica.

En consecuencia, de acuerdo con los conceptos generales vistos hasta aquí, cualquier sistema que pueda presentar dos estados diferentes y estables de transmisión, puede dar lugar a sistemas biestables ópticos. De una manera amplia puede decirse que, para que ocurra biestabilidad, la transmisión debe depender de alguna manera de la intensidad de salida;

esto es, debe de existir una cierta realimentación. Si esta realimentación es puramente óptica, como en el caso del oscilador Fabry-Perot visto anteriormente, el dispositivo y su biestabilidad se denominará *intrínseco*. Si, en cambio, la salida óptica incide sobre un detector y la señal eléctrica resultante se lleva al medio por el que pasa la radiación, para alterar sus propiedades de transmisión, el dispositivo se designará como *híbrido*.

Pasemos, así, a analizar los dos tipos de biestabilidad y las formas de conseguirlas.

BIESTABILIDAD OPTICA INTRINSECA

Los primeros intentos de obtener biestabilidad óptica se relacionan con medios no lineales en sus características de absorción. En alguna manera este concepto ya había sido empleado para las técnicas de enganche de modos (mode locking) en los osciladores láser mediante el uso de absorbentes saturables como son los colorantes orgánicos. Un ejemplo de este tipo de materiales se tiene en la Rodamina 6G, material orgánico ampliamente utilizado, por otra parte como principal soporte de los láseres de colorantes orgánicos (dyes) de uso tan extendido en los últimos años. En estos cuerpos, como ya es sabido, cuando la intensidad luminosa está por debajo de un cierto valor, se puede apreciar una fuerte absorción para radiaciones de una determinada longitud de onda. Por el contrario, cuando la intensidad sobrepasa este valor, se vuelven prácticamente transparentes debido al efecto conocido como «blanqueado». Con la nomenclatura anterior, para baja intensidad P_i , la absorción de la cavidad es tan alta que da lugar a un Q muy bajo. Con ello, la transmisión es muy pequeña y la mayor parte de la luz es reflejada. Pero para una mayor P_i , la intensidad TP_1 que llega al absorbente es tan alta que le «blanquea» parcialmente y con ello, la transmisión aumenta. Parte se reflejará en el espejo de salida y «ayudará» al campo existente en el absorbente, incrementando así su transparencia. Este proceso será acumulativo, llegándose finalmente a que el absorbente deja por completo de absorber, se hace transparente, y el dispositivo ofrece ya un alto Q , con un campo interno muy intenso. Si ahora se reduce la intensidad de entrada, el campo interior se mantendrá un cierto tiempo en el valor previo. Este tiempo depende del material usado. Durante el mismo, aunque la intensidad incidente esté por debajo de la que al inicio del proceso correspondía con transparencia del medio, el material se mantendrá en situación de no absorber la radiación. El resultado de todo ello será la posibilidad de obtener un ciclo de histéresis, si las variaciones de la intensidad incidente se corresponden adecuadamente, en tiempo, con las características del medio.

La primera demostración de la posibilidad de los anteriores hechos fue realizada con SF_6 como absorbente y utilizando un láser de CO_2 . Esta experiencia fue realizada por Szoke en 1969, pero no llegaron a ver realmente biestabilidad aunque propusieron algunas posibles aplicaciones. Austin y DeShazer, en 1971, y Spiller en 1972, estudiaron la transmisión de un resonador no lineal de Fabry-Perot con un colorante orgánico. Posteriormente McCall, en 1974, analizó el problema desde un punto de vista totalmente teórico llegando a una serie de consecuencias de un gran interés práctico. Hay que recordar que McCall, varios años antes, había estudiado el problema de la transparencia autoinducida. Su trabajo en este campo alentó al de otros y a finales del mismo año, 1974, se realizaron ya las pri-

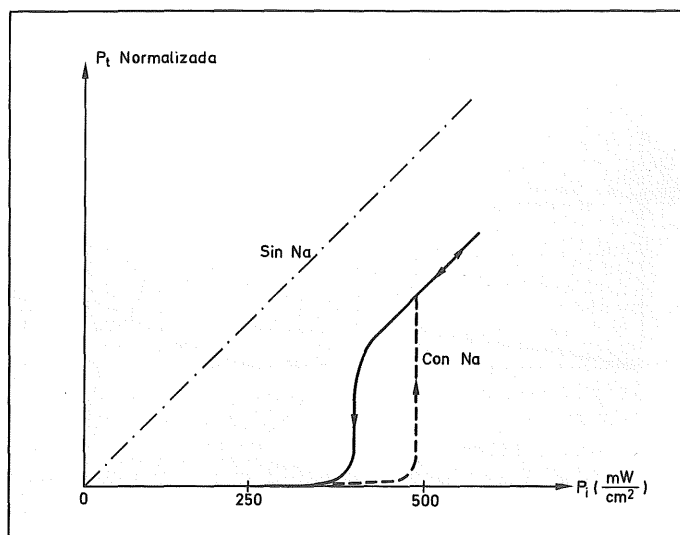


Figura 2. Biestabilidad óptica dispersiva en vapor de sodio

meras observaciones reales de Biestabilidad Óptica.

El material en el que se encontró fue en vapor de sodio y el concepto que se puso en práctica con él, fue el de una biestabilidad intrínseca dispersiva y no por absorción, como era la que se había planteado con los colorantes orgánicos. Esta biestabilidad es, en realidad, la que ya hemos adelantado en párrafos anteriores; esto es, cuando el índice de refracción del medio depende de la intensidad óptica que le recorre. El resultado se muestra en la figura 2. La transmisión para pequeñas intensidades se hace casi nula, manteniendo a la cavidad ligeramente fuera de su resonancia con la frecuencia láser que le recorre. El dispositivo pasa a transmitir cuando un aumento en la potencia óptica hace variar el índice de refracción del material, llevándolo así a la cavidad a estar sintonizada con la frecuencia del láser.

No mucho después, en 1978, Felber y Marburger analizaron en detalle la transmisión de un Fabry-Perot sin pérdidas y en cuyo interior estuviera situado un medio no lineal del tipo Kerr. En esas condiciones predijeron unas características de la intensidad transmitida con varios estados posibles. Igualmente obtuvieron ciertas características de biestabilidad derivadas de efectos de guiado autoinducido que podían presentarse para pequeñas potencias incidentes. Las intensidades ópticas que presentaron, en cambio, para las realizaciones prácticas, eran notoriamente elevadas. Así, para el CS_2 , y con una cavidad de 1 cm, era necesaria una densidad de potencia de 300 MW/cm^2 , trabajando con una longitud de onda de 1,06 micras. En el caso de un cristal líquido, como el MBBA, las potencias se reducían considerablemente a valores comprendidos entre 10 y 100 kW/cm^2 . El hecho importante que conviene resaltar, a pesar de todo, es el del tiempo de conmutación; esto es, el del paso de un estado «OFF» a uno «ON». Para el MBBA este tiempo es del orden de unos 40 ns, mientras que para el CS_2 desciende alrededor de 2 ps. Estos tiempos de conmutación son notoriamente inferiores a los obtenidos por técnicas electrónicas convencionales.

A raíz de lo anterior se realizaron varios dispositivos de este tipo, utilizando una amplia gama de no linealidades. En ellos, además de la biestabilidad óptica anunciada, podían presentar una serie de efectos que son los que, realmente, confieren singular importancia a esta nueva tecnología.

El primero que merece especial mención es el de la ganancia diferencial, ya obtenida en el vapor de sodio en

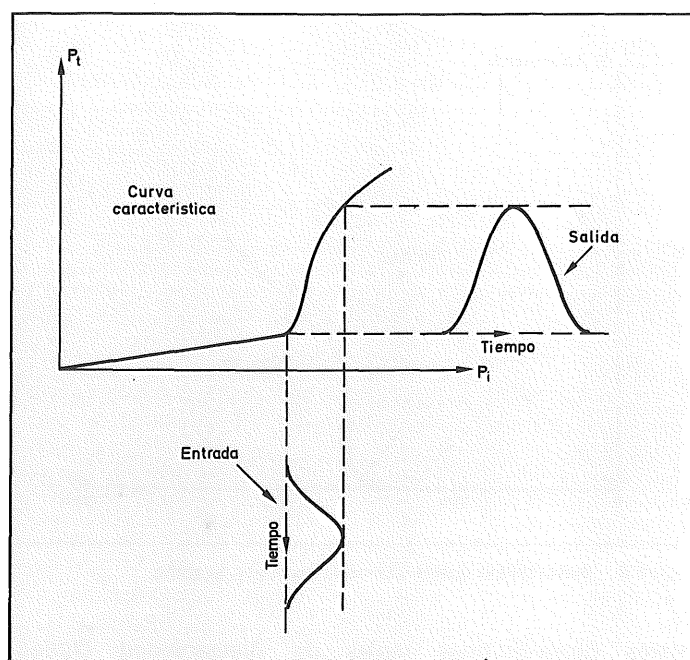


Figura 3. Ganancia diferencial en vapor de sodio

1975. Su esquema aparece en la figura 3. Como puede apreciarse, se obtuvo un efecto de amplificación mediante el bombeo óptico de una radiación monocromática de láser, sobre vapor de sodio contenido en un resonador de Fabry-Perot de 11 cm. La amplificación obtenida era de, aproximadamente, 2, a una frecuencia de 1 kHz de repetición.

El segundo efecto es el de la discriminación óptica y para él se utilizó, en su primera versión, el cambio en el índice de refracción que se presenta cuando se excitan las líneas R del rubí; esto es, las mismas que se aprovechan para la acción láser. Como puede fácilmente inferirse del gráfico representado en la figura 4, los pulsos ópticos que constituyen la señal, y que están por encima de un cierto umbral, en la figura 4 designado por P_{iu} , se traducen completamente en una señal transmitida. El ruido, por el contrario, que estará por debajo, daría una intensidad de salida prácticamente nula. En consecuencia, mediante esta técnica los pulsos que constituyen la señal pueden separarse, de forma por completo cuantificada, de los pulsos de ruido.

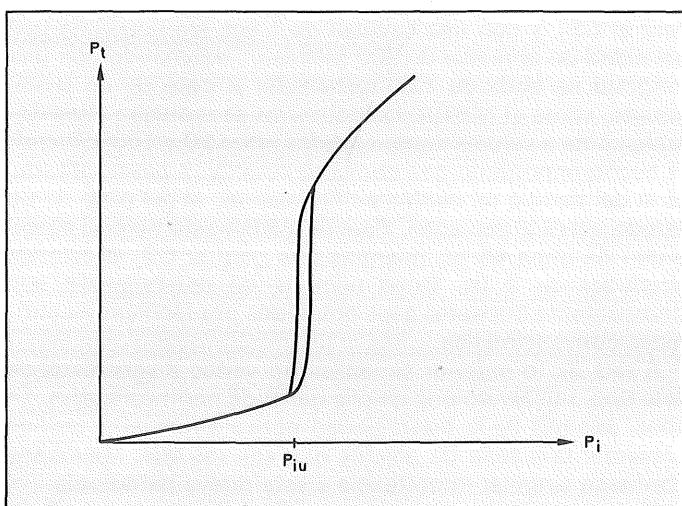


Figura 4. Discriminación óptica en el rubí

El último efecto que vamos a presentar, que no es ni mucho menos el último posible, es el que se refiere a su trabajo como memoria óptica. Fue observado en una película de 4,1 micras de AsGa , contenida entre dos capas de 0,21 micras de $\text{Al}_{0,42}\text{Ga}_{0,58}\text{As}$, crecidas mediante epitaxia de haz molecular, y soportado el conjunto por un sustrato de 150 micras de AsGa , con un orificio de 1-2 mm de diámetro para el acceso óptico. Con una densidad de potencia de aproximadamente $1 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, el índice de refracción del medio, mediante un mecanismo de resonancia de excitones libres, cambia de valor, pasando de un estado «OFF» a otro «ON». El tiempo para dicho paso, en las primeras experiencias, quedó limitado por el tiempo de conmutación del detector, que era del orden de 1 ns. Cálculos posteriores de Shank indicaron que el límite de tiempo debería de encontrarse alrededor de unos pocos picosegundos. La longitud de onda empleada fue de 5.890 \AA , obtenida de un láser de colorante y con unos pulsos de duración de 200 ps y de $0,1 \text{ pJ}/\mu\text{m}^2$.

BIESTABILIDAD OPTICA HIBRIDA

En 1977, Smith y Turner propusieron, y llevaron a cabo, la primera versión de un resonador de Fabry-Perot biestable, que presentaba una cierta ganancia diferencial, pudiendo trabajar también como conmutador óptico o como elemento de memoria, pero con una muy importante modificación sobre los precedentes. En lugar de ser puramente óptico, la realimentación se hacía mediante métodos electrónicos. Con ello surgía el concepto de la biestabilidad híbrida. Evidentemente, desde un punto de vista puramente funcional, esta nueva versión ofrece la desventaja de hacer intervenir elementos, los electrónicos, ajenos al puro concepto de la biestabilidad óptica. Pero mientras los materiales susceptibles de ser usados requirieran potencias como las que hemos visto, puede resultar conveniente «ayudar» a la realimentación de alguna forma, de manera que las potencias descendan a límites más cómodos. La base de su dispositivo aparece en la figura 5. Sus características esenciales son las de poder trabajar a muy bajos niveles de radiación óptica, sólo limitados por la sensibilidad del detector; el tener un punto de conmutación que puede variarse eléctrica u ópticamente; el poder operar dentro de un margen muy amplio de longitudes de onda, limitado sólo por las absorciones del cristal electroóptico y por el margen de trabajo del detector; y, finalmente, y ésta es quizás su

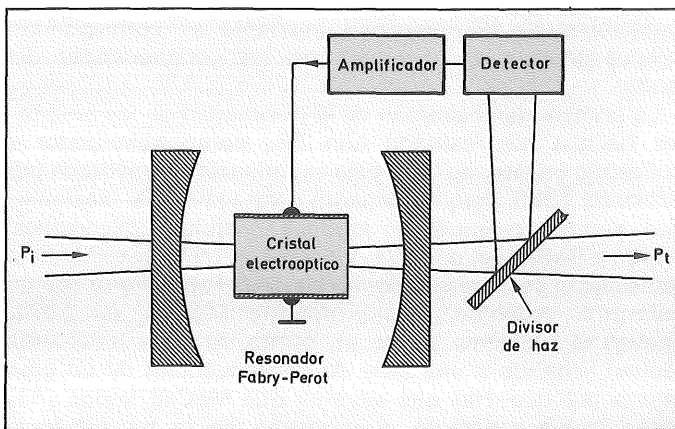


Figura 5. Esquema de un biestable híbrido óptico de Fabry-Perot con realimentación basada en la radiación transmitida.

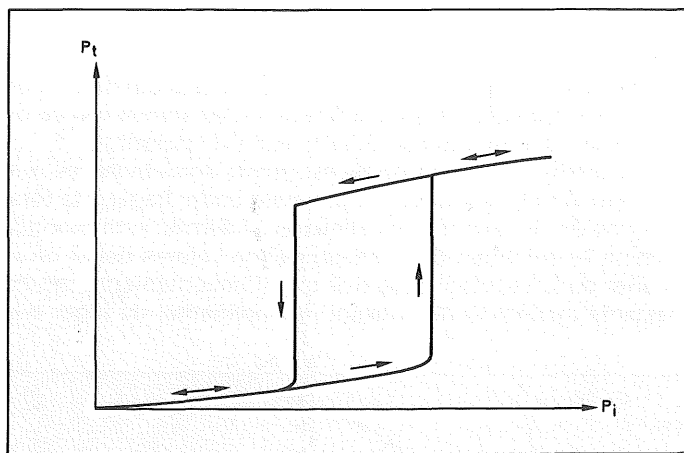


Figura 6. Potencia de salida (transmitida) en función de la de entrada, para el dispositivo de la figura 5.

mayor importancia, todo el dispositivo puede ser integrado en un único circuito monolítico.

El cristal empleado por Smith y Turner fue el KDP, análogo al usado convencionalmente para la generación de segundo armónico en una radiación láser. Las tensiones aplicadas eran del orden de 1.200 V y como radiación incidente bastó un láser de He-Ne de 1 mW de potencia. El gráfico de la potencia de salida en función de la de entrada es el mostrado en la figura 6. El resonador se sintonizó próximo a la frecuencia del láser (6.328 Å). Como puede apreciarse, la aparición de un ciclo de histéresis es notoria y en él, que una variación de menos de 1 μ W sobre el detector, era capaz de realizar la conmutación. Las funciones de memoria y de conmutación quedan también patentes. El cambio de estado puede lograrse solamente con un pequeño incremento momentáneo en la potencia óptica de entrada, un simple destello por ejemplo, o por la aplicación de un pulso de tensión en la parte electrónica.

Los mismos Smith y Turner, conjuntamente con Mumford, presentaron en 1978 una versión modificada del esquema previo, en el que la realimentación se tenía mediante la luz reflejada. El esquema del montaje es el de la figura 7. Las diferencias entre ambos montajes, con análogas características en el resonador, quedan de manifiesto en la figura 8; en *a* se representa la potencia transmitida y en *b* la reflejada, para el caso de que el modulador esté gobernado por la potencia transmitida. En la figura 8*c*, *d*, en cambio, aparecen las equivalentes cuando el modulador está controlado por la

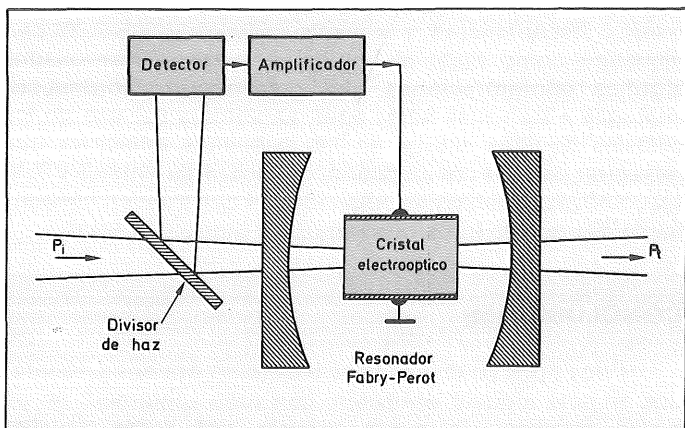


Figura 7. Esquema de un biestable óptico de Fabry-Perot híbrido, con realimentación basada en la radiación reflejada.

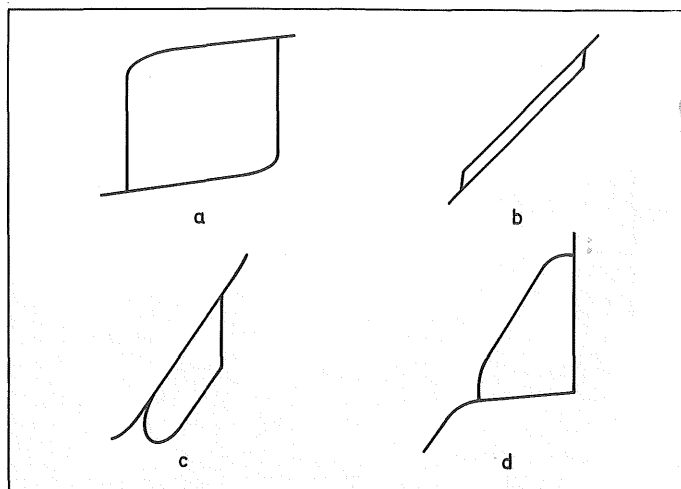


Figura 8. Gráficas de la radiación transmitida en función de (a) la intensidad transmitida y (b) la reflejada, cuando la realimentación está basada en la intensidad transmitida; c) y d) con realimentación basada en la intensidad reflejada.

potencia reflejada. Como puede apreciarse, cada una de estas respuestas puede tener aplicación en algunos de los diferentes casos enunciados en apartados anteriores.

La última etapa en el camino de los biestables ópticos híbridos ha sido la presentada por el grupo de E. Garmire, a partir de 1978. Garmire, como se recordará, había sido la pionera, conjuntamente con Chiao y Townes, en 1964, del autoatrapado de haces ópticos y con Yariv, en 1967, del enganche de modos en un láser mediante absorbedores saturables. En esta ocasión, su trabajo consistió en abrir una nueva puerta a la biestabilidad óptica y hacerla ya totalmente viable para aplicaciones más inmediatas. De 1978 a 1980 presentó una nueva técnica de biestabilidad óptica que consistía, simplemente, en eliminar el resonador de Fabry-Perot, base de todos los desarrollos anteriores y demostrar que un material no lineal podía, por sí solo, dar lugar al mismo efecto que introducido en un resonador. El esquema básico de su primer trabajo aparece en la figura 9. Su configuración se basa en un conmutador electroóptico, cuya transmisión ideal es

$$T(V) = \frac{1}{2} [1 - F \cos (V + V_B + V_S)/V_h] \quad (6)$$

donde V_h es la tensión de media onda, ya conocida de los moduladores electroópticos, V_S es la tensión debida a la

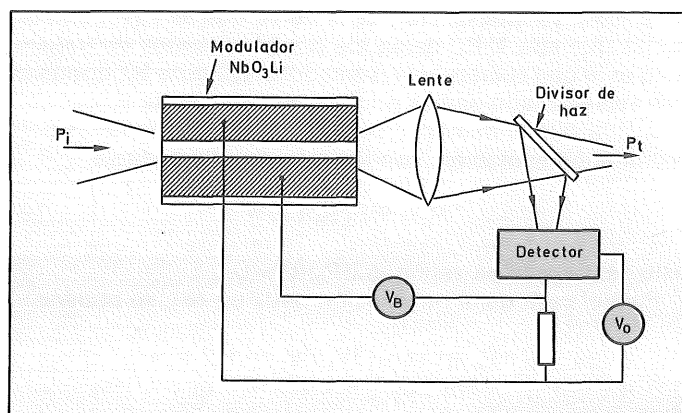


Figura 9. Esquema de dispositivo híbrido biestable óptico, basado en una configuración sin espejos de realimentación.

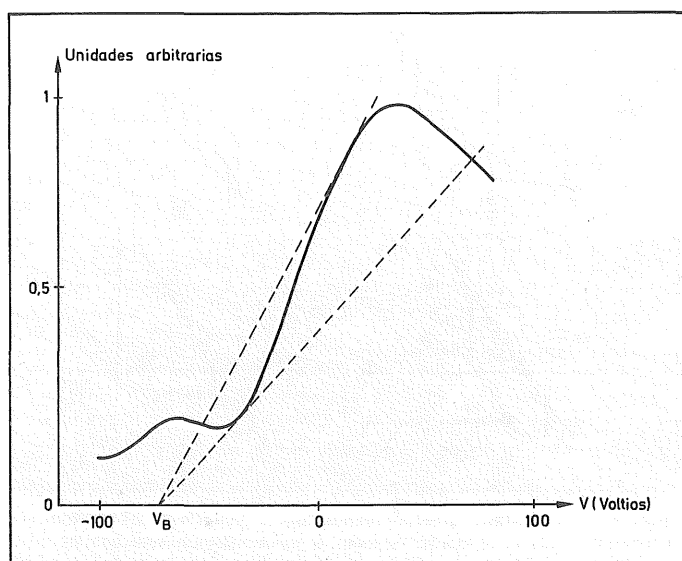


Figura 10. Función de transmisión del cristal electroóptico usado en la figura 9.

birrefringencia residual del cristal y F es una constante, cuyo valor se encuentra entre 0 y 1, dependiendo de las condiciones del montaje. El material empleado fue NbO_3Li , de 1×1 mm de sección y 2 cm de longitud. Su V_h tenía un valor de 260 V. Dependiendo de la tensión aplicada al mismo, su transmisión puede variar de acuerdo con la gráfica de la figura 10.

En esas condiciones, la potencia óptica de salida es

$$P = P_0 T(V) \quad (7)$$

siendo P_0 la potencia de entrada y $T(V)$ la transmisión, una función en general no lineal de la tensión aplicada al cristal.

Si esta potencia de salida es detectada y convertida en una tensión, $V = \alpha P$, que a su vez se realimenta al conmutador óptico, la potencia transmitida tendrá una ley del tipo

$$P/P_0 = T(V_B + \alpha P) \quad (8)$$

con V_B como tensión de polarización, independiente de P . Esta tensión de polarización tiene un efecto similar, en cierta forma, a la sintonía que se establecía en el caso del resonador de Fabry-Perot, con respecto a la frecuencia del láser con el que se trabajaba.

Tomando $V_0 = \alpha P_0$, la expresión anterior podrá resolverse para P o para V , mediante una representación gráfica de $T(V)$ y de V/V_0 . La intersección de la curva que es $T(V)$, con las rectas que son V/V_0 , darán los posibles puntos de trabajo. Esto es lo que aparece representado en la figura 10, donde se han representado ambas gráficas en función de V .

Según puede demostrarse, las potencias necesarias para lograr la conmutación, son los máximos de la curva

$$P_0 = P/T(V_B + \alpha P) \quad (9)$$

esto es, cuando se verifique $dP_0/dP = 0$.

Para el caso de la transmisión dada en (6), se obtiene

$$V_B = V_h \arcsen(2V_h/FV_c) - 1/2 V_c + 1/2 (V_c^2 F^2 - 4 V_h^2)^{1/2} - V_s \quad (10)$$

que expresa la relación entre la tensión crítica de conmutación, $V_c = \alpha P_c$ y la de polarización V_B . Evidentemente, los

pares de soluciones posibles son varios, dependiendo de los valores particulares.

Los ciclos de histéresis obtenidos para esta configuración aparecen representados en la figura 11, en donde queda de manifiesto la importancia de la tensión de polarización.

Las ventajas de este tipo de esquemas son obvias, ya que suponen un considerable avance para poder llegar a la total integración de dispositivos similares. Además, este montaje elimina la dificultad de conseguir altos valores del Q en el interior de la cavidad, cosa que muy frecuentemente resulta bastante incómoda de conseguir. Finalmente, da lugar a la

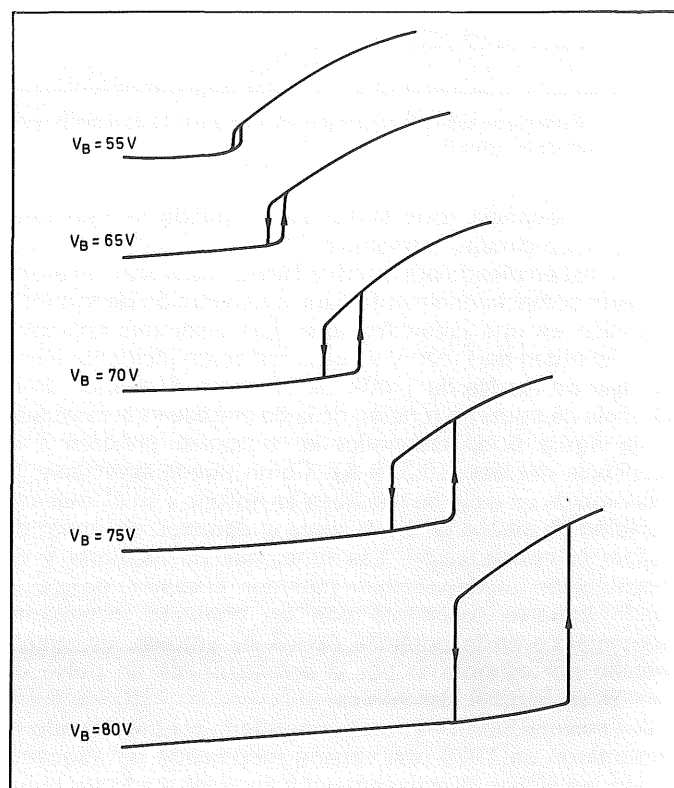


Figura 11. Intensidad de salida en función de la de entrada, para diferentes valores de la polarización eléctrica.

posibilidad de obtener biestabilidad óptica con casi cualquier tipo de moduladores, conversores de modos, deflectores de haz o dispositivos análogos, ya que, de forma inmediata, el efecto de histéresis es obtenido. De hecho, basándonos en moduladores y deflectores desarrollados en nuestro Departamento, y teniendo cristales líquidos del tipo nemático como material no lineal, se han desarrollado algunas configuraciones que presentan características análogas a las vistas hasta aquí. La ventaja del uso de los cristales líquidos estriba en las pequeñas tensiones que requieren para su conmutación, del orden de entre 3 y 7 V, así como las dimensiones reducidas en que pueden concentrarse. Su detalle lo describiremos en otra publicación.

CONCLUSIONES

Los dos tipos de dispositivos biestables ópticos presentados en este artículo ofrecerán, con toda seguridad, en un futuro próximo, un nuevo camino para todas aquellas aplicaciones en las que la luz juegue un papel importante, como pueden ser las comunicaciones ópticas o el procesa-

do de las señales ópticas. Desde un punto de vista de utilización única de un único campo de la Física o de la Técnica, la biestabilidad intrínseca ofrece la innegable ventaja de no requerir más que una radiación óptica para su completo funcionamiento. En cambio, las potencias requeridas parecen, por el momento, algo demasiado estricto como para compensar las otras ventajas. Por el contrario, la biestabilidad híbrida, aunque ayudándose de la Electrónica convencional, da lugar a un conjunto de dispositivos en los que las exigencias de potencia son mucho más reducidas, pudiendo incluso llegar a trabajar con un margen bastante amplio de longitudes de onda.

Queda, en ambos casos, el asentar de forma definitiva, cuál es la configuración más idónea así como cuáles son los materiales más aconsejables para un trabajo adecuado. Aunque en los últimos dos años se ha avanzado un camino bastante considerable, queda todavía bastante por recorrer.

BIBLIOGRAFIA

En la presente relación de referencias bibliográficas se citan únicamente las más significativas desde un punto de vista puramente histórico.

- [1] A. Szoke, V. Daneu, J. Goldhar y N.A. Kurnit, Appl. Phys. Lett 15, 376 (1969).
- [2] E. Spiller, J. Opt. Soc. Am. 61, 669 (1971).
- [3] S.L. McCall, Phys. Rev. A9, 1515 (1974).
- [4] T.N.C. Venkatesan y S.L. McCall, Appl. Phys. Lett., 30, 282 (1977).
- [5] H.M. Gibbs, S.L. McCall y T.N.C. Venkatesan, en Digest of 1979 IEEE/OSA Conference on Laser Engineering and Applications (IEEE, N.Y., 1979)
- [6] P.W. Smith y E.H. Turner, Appl. Phys. Lett, 30, 280 (1977).
- [7] P.W. Smith, E.H. Turner y B.B. Mumford, Opt. Lett., 2, 55 (1978).
- [8] E. Garmire, J.H. Marburger y S.D. Allen, Appl. Phys., Lett., 32, 320 (1978).
- [9] E. Garmire, S.D. Allen, J. Marburger y C. Verber, Opt. Lett., 3, 69 (1978).

Nota: Este artículo se recibió en nuestra redacción el día 19 de abril de 1981.

José Antonio Martín Pereda. Ingeniero de Telecomunicación y Licenciado en Ciencias Físicas en junio de 1967. Realizó los estudios de doctorado en el Departamento de Física, en el Grupo de Electrónica Cuántica, de la Colorado State University de Fort Collins, Colorado, de 1968 a 1971. Doctor Ingeniero de Telecomunicación en junio de 1971. Catedrático y Director del Departamento de Tecnología Electrónica y Electrónica Cuántica de la E.T.S. de Ingenieros de Telecomunicación, de Madrid, desde diciembre de 1975. En la actualidad es Vicerrector de Investigación de la Universidad Politécnica de Madrid.

Ha publicado artículos y presentado ponencias en un gran número de Congresos Internacionales, casi todos ellos basados en el estudio de los cristales líquidos como medios electro-ópticos para modulación y deflexión y en sus posibles aplicaciones dentro del campo de las Comunicaciones Ópticas.

Miguel Angel Muriel Fernández. Ingeniero de Telecomunicación en junio de 1978. Doctor Ingeniero de Telecomunicación en julio de 1980. La Tesis doctoral presentada, que tuvo como objeto el estudio de las deflexiones transversales de luz mediante cristales líquidos, obtuvo el Premio a la mejor Tesis Doctoral convocado por el Colegio y la Asociación de Ingenieros de Telecomunicación en septiembre de 1980.

Ha publicado y participado en varios Congresos Nacionales e Internacionales con temas derivados de sus trabajos sobre cristales líquidos. En la actualidad es Profesor Adjunto de la Cátedra de «Tecnología Electrónica y Electrónica Cuántica», de la E.T.S.I.T. de Madrid.

José Manuel Otón Sánchez, es Licenciado en Ciencias Químicas por la Universidad de Murcia en 1973. Doctor en Química por la Universidad Complutense de Madrid en 1976. Ha trabajado en investigación en distintos campos de la Química Física en el Instituto «Rocasolano» del Consejo Superior de Investigaciones Científicas y en el Departamento de Química de la Universidad de Maryland (Estados Unidos). Actualmente es Catedrático Interino de Química de la E.T.S.I.T. de Madrid.